



# 非対称・非線形・分散性媒質を素材とした量子光デバイスの研究と 設計

著者	朱 棟, 張 少華, 黄 正, 李 偉
雑誌名	2007年度CSテクニカルレポート・システム開発型研究プロジェクト特集号
発行年	2007
URL	<a href="http://hdl.handle.net/2241/104477">http://hdl.handle.net/2241/104477</a>

# 非対称・非線形・分散性媒質を素材とした量子光デバイスの研究と設計

朱 棟<sup>†a)</sup>      張 少華<sup>†</sup>      黄 正<sup>†</sup>      李 偉<sup>†</sup>

Research and Design of Quantum Optical Device by Asymmetric Nonlinear Dispersive Media

Dong ZHU<sup>†a)</sup>, Shaohua ZHANG<sup>†</sup>, Zheng HUANG<sup>†</sup>, and Wei LI<sup>†</sup>

あらまし 新世代の光通信において、超高速・超柔軟・超セキュア光ネットワークの実現を可能とする量子光デバイスが注目を集めている。非対称性・非線形・分散性の物質からなる量子光デバイスでは、光情報処理能力が大幅に増強される。従来の Recursive Convolution 法では精度が低く、実際のウェーブガイドと光共振器の分析は困難である。本研究では、高精度 NS-FDTD 法を用いて電磁波のシミュレーションを行い、テーパ状のウェーブガイドと光共振器の独特な光学特性を調べて量子光デバイスの設計を目指す。

キーワード NS-FDTD、NTFF、量子光デバイス、ウェーブガイド、光共振器

## 1. ま え が き

新世代光通信の目標である超高速・超柔軟・超セキュア光ネットワークの実現を可能とするための量子光デバイス [1] [2] が期待されている。現在、様々な種類の量子光デバイスが開発されているが、特定の仕様を満たすものを製造することは極めて困難である。その理由は量子光デバイスの複雑な構造における時間依存的な振る舞いを計算することが難しいためである。規則的な構造の固有モードを計算するための分析的方法しか確立していないのが現状であり、不規則・非対称的な形状の分析にはこれを使用できない。対称性のある量子光デバイスのモード構造は比較的単純でモード数も少ない。一方、非対称性の量子光デバイスのモード構造には非常に有益な特徴があり、このモード構造を操作することによって高機能な光情報の処理が可能となる。さらに非線形・分散性の物質からなる量子光デバイスでは、光情報処理能力が大幅に増強される。本研究では、我々の研究室が開発した高性能数値シミュレーション技術 (NS-FDTD:Non-standard

Finite Difference Time Domain) [3] を駆使して、非対称・非線形・分散性の物質からなる新世代の量子光デバイスの研究を行い、実験による試行錯誤を最小限に抑えた効率的なデバイス設計を提案・実施する。

## 2. 高精度 NS-FDTD 法

規則的な構造の固有モードを計算するための分析的方法しか確立していない、不規則・非対称的な形状の分析には使用できない。光デバイスが様々な素材で構成されている場合に分析が非常に困難である。この状況を解決するため、一般的によく使用される方法が時間領域差分法 (FDTD:Finite Difference Time Domain) だが、その精度は非常に低く、三次元の事実的な問題をうまく分析できない。我々はノンスタンダード (Non-Standard) 差分を基礎にした新たな高精度 NS-FDTD 法を開発した。

通常の FDTD 法は差分近似を用いた手法であり、計算空間のグリッドサイズを  $h$ 、入射波の波長を  $\lambda$  とすると、誤差は  $O((h/\lambda)^2)$  となり [4]、複雑な電磁場計算を行うには十分な精度とはいえない。本研究では、FDTD 法で用いる通常の差分演算子 Standard Finite Difference (SFD) を Non Standard Finite Difference (NSFD) 差分演算子で置換することで誤差を  $O((h/\lambda)^6)$  [4] に抑える NS-FDTD 法を使用する。

<sup>†</sup> 筑波大学システム情報工学研究科、茨城県つくば市  
Graduate School of Systems and Information Engineering,  
University of Tsukuba, tsukuba, ibaraki, 305-8577 Japan  
a) E-mail: zhudong@aoi3.cs.tsukuba.ac.jp

電場を  $E$ 、磁場を  $H$  とすると、導体のない微分形のマクスウェル方程式は次のように与えられる。

$$\mu_0 \partial_t H = -\nabla \times E \quad (1)$$

$$\epsilon \partial_t E = \nabla \times H \quad (2)$$

ここで、 $\mu_0$  は真空の透磁率、 $\epsilon$  は誘電率である。一般的な物質は磁性体ではないので、透磁率はいたるところで真空の透磁率  $\mu_0$  とし、誘電率は  $\epsilon = \epsilon_0 n^2$  に設定する。ただし、 $\epsilon_0$  は真空の誘電率、 $n$  は物質の屈折率である。NSFD 差分演算子は以下のように定義される。

$$\partial_x f(x, y) \cong d_x f(x, y) / s(k, h) \quad (3)$$

$$s(k, h) = 2 \sin(kh/2) / k \quad (4)$$

ここで、 $k$  は波数ベクトルの絶対値である。マクスウェル方程式の偏微分を NSFD 差分演算子で近似して NS-FDTD 法の計算式を導き出す。

$$H(\mathbf{x}, t + \Delta t/2) = H(\mathbf{x}, t - \Delta t/2) - \frac{u(\mathbf{x})}{\mu_0} d_0 \times E(\mathbf{x}, t) \quad (5)$$

$$E(\mathbf{x}, t + \Delta t) = E(\mathbf{x}, t) + \frac{u(\mathbf{x})}{\epsilon(\mathbf{x})} d \times H(\mathbf{x}, t) \quad (6)$$

ここで、 $u(\mathbf{x}) = \sin(\omega \Delta t/2) / v(\mathbf{x}) \sin(kh/2)$  であり、 $d_0$  は新たな差分演算子である。精度の向上を図るために、 $d_0$  は、2 次元の場合、二つ独立の差分演算子の重み付け和を用いて定義する[4]。式 (5) と (6) は全電磁場に対する NS-FDTD 法の計算式である。本研究では、ウェーブガイドのシミュレーションを行う時に、全電磁場の流れを見るため、全電磁場の NS-FDTD 法の式 (5) と (6) を使用する。

全電磁場 ( $E, H$ ) は入射電磁場と散乱電磁場の和なので、散乱電磁場 ( $E_s, H_s$ ) は ( $E_s, H_s$ ) = ( $E, H$ ) - ( $E_i, H_i$ ) になる[5]。反射や透過強度を知りたい場合、散乱電磁場 ( $E_s, H_s$ ) だけをとる。本研究では、光共振器の透過強度を計算するので、散乱場の NS-FDTD 法を使用する。入射場 ( $E_i, H_i$ ) は真空中のマクスウェル方程式

$$\mu_0 \partial_t H_i = -\nabla \times E_i \quad (7)$$

$$\epsilon_0 \partial_t E_i = \nabla \times H_i \quad (8)$$

を満足するから、散乱場は

$$\mu_0 \partial_t H_s = -\nabla \times E_s \quad (9)$$

$$\epsilon \partial_t E_s = \nabla \times H_s - (\epsilon - \epsilon_0) \partial_t E_0 \quad (10)$$

を満たす。式 (10) の右辺の最後一項の  $E_0$  は入射波源、散乱体の内側は  $\epsilon - \epsilon_0 \neq 0$  であるので、散乱を引き起こす。入射波は平面波の場合、 $E_0$  を以下のように表わす。

$$E_0 = \text{Re}[\hat{p} e^{i(k \cdot x - \omega t)}] \quad (11)$$

ここで、 $k$  は入射光の波数ベクトル、 $\omega$  は入射光の角周波数である。入射場は解析的に与えている時に、式 (10) 右辺の入射場の微分も解析的に微分する。 $\hat{p}$  は入射波  $E_0$  振動方向の単位ベクトルである。入射波を  $x$  方向に沿って進む平面波とすると、TM モード ( $E_z, H_x, H_y$ ) では、 $\hat{p} = \hat{z}$ 、TE モード ( $H_z, E_x, E_y$ ) では  $\hat{p} = \hat{y}$  になる。

散乱場のマクスウェル方程式 (9) と (10) に基づく NS-FDTD 法は以下になる。

$$H_s(\mathbf{x}, t + \Delta t/2) = H_s(\mathbf{x}, t - \Delta t/2) - \frac{u(\mathbf{x})}{\mu_0} d_0 \times E_s(\mathbf{x}, t) \quad (12)$$

$$E_s(\mathbf{x}, t + \Delta t) = E_s(\mathbf{x}, t) + \frac{u(\mathbf{x})}{\epsilon(\mathbf{x})} d \times H_s(\mathbf{x}, t) - \frac{\epsilon(\mathbf{x}) - \epsilon_0}{\epsilon(\mathbf{x})} \partial_t E_0(\mathbf{x}, t + \Delta t/2) \quad (13)$$

さらに、物質の誘電率は複素数の形  $\epsilon = \epsilon_r + i\epsilon_i$  もしくは屈折率  $n = n_r + in_i$ 、つまり、物質は電磁波のエネルギーを吸収することがある場合、散乱場を計算する NS-FDTD 法は次のようになる。

$$H_s(\mathbf{x}, t + \Delta t/2) = H_s(\mathbf{x}, t - \Delta t/2) - \frac{u_0(\mathbf{x})}{\mu_0} d_0 \times E_s(\mathbf{x}, t) \quad (14)$$

$$E_s(\mathbf{x}, t + \Delta t) = \frac{1 - \tanh(\alpha \Delta t)}{1 + \tanh(\alpha \Delta t)} E_s(\mathbf{x}, t) + \frac{u_0(\mathbf{x})}{(1 + \tanh(\alpha \Delta t)) \epsilon(\mathbf{x})} d \times H_s(\mathbf{x}, t) - \frac{\epsilon(\mathbf{x}) - \epsilon_0}{\epsilon(\mathbf{x})} \partial_t E_0(\mathbf{x}, t + \Delta t/2) \quad (15)$$

ここで、誘電率  $\epsilon(\mathbf{x})$  は  $\epsilon(\mathbf{x}) = \epsilon_r(\mathbf{x})$ 、吸収係数  $\alpha$  は  $\alpha = \epsilon_i \omega / 2 \epsilon_r$  である。ただし、 $\omega$  は入射波の角周波数である。また、 $u_0(\mathbf{x})$  は次のようになる。

$$u_0^2(\mathbf{x}) = \frac{\sin^2(\omega' \Delta t/2) + \sinh^2(\alpha \Delta t/2)}{v(\mathbf{x}) \sin^2(kh/2) \cosh(\alpha \Delta t)} \quad (16)$$

ここで、 $\omega'^2 = \omega^2 - \alpha^2$ 。

本研究では、計算誤差を軽減するために、すべてのパラメータを正規化する。シミュレーション時の波長  $\lambda_0$  を物理的な波長  $\lambda$  とグリッドサイズ  $h$  の比率  $\lambda/h$  とする。真空の誘電率を  $\epsilon_0 = 1$ 、透磁率を  $\mu_0 = 1/v_0^2$  にする。ここで、 $v_0$  はシミュレーション時の正規化速度、以下のように与えられる。

$$v_0 = \frac{\lambda/h}{T/\Delta t} \quad (17)$$

ただし、 $T$  は物理的な周期、 $\Delta t$  は物理的なステップ時間である。2次元のシミュレーションを行う場合、FDTD 法には  $v_0 \leq 0.7$ 、NS-FDTD 法には  $v_0 \leq 0.83$  [4] の制限がある。それより、シミュレーションの中で、NS-FDTD 法は FDTD 法より速い電磁波を使える。

FDTD 法や NS-FDTD 法は時間領域法なので、シミュレーション時間ステップ数を決めなければならない。時間ステップを決めるためには、近傍電磁場が定常状態に達するまでシミュレーションを行う。定常状態で、NTFF 変換をかけて近傍場を遠方場まで変換し、遠方場の反射強度を求める。2次元 NTFF 変換の計算式は以下のように与えられる [6]。

$$E_\phi = -z_0 N_\phi - L_z \quad (18)$$

$$E_z = -z_0 N_z + L_\phi \quad (19)$$

ここで、

$$N = \sqrt{\frac{j\omega}{8\pi cr}} e^{jkr} \int_c J_s(\omega, r') \exp(jk\hat{r} \cdot r') ds' \quad (20)$$

$$L = \sqrt{\frac{j\omega}{8\pi cr}} e^{jkr} \int_c M_s(\omega, r') \exp(jk\hat{r} \cdot r') ds' \quad (21)$$

ここで、 $J_s = \hat{n} \times H$ 、 $M_s = E \times \hat{n}$  は等価電磁流、 $\hat{r}$  は遠方場への単位ベクトル、 $r$  は遠方場までの距離、 $c$  は散乱体を囲むある閉曲線、 $r'$  は閉曲線上でのある点へのベクトルである。 $N_\phi$  と  $N_z$  は  $N$  の極座標、 $L_\phi$  と  $L_z$  は  $L$  の極座標。 $z_0$  は真空のインピーダンス。式 (18) と式 (19) はそれぞれ TE モードと TM モードの NTFF 変換式である。一般的に、FDTD 法や NS-FDTD 法のシミュレーション中、電場  $E$  と磁場  $H$  は実数である。NTFF 変換を行う前に、実数の  $E$  と  $H$  を複素数形に変換しなければならない。

### 3. Mie 散乱シミュレーション実験

ウェーブガイドと光共振器の実験を行う前に、NS-FDTD 法の正当性を検証する。本研究では、解析解を持つ Mie 散乱シミュレーションを通してシミュレーションの正当性を検証する。粒子の大きさが入射波の波長と同程度のときに起きる散乱は Mie 散乱という。通常、光の散乱を解析的に求めることは非常に困難だが、粒子が単体で球状の物体の時、電磁場を解析的に求めることができる [7]。本研究では、Mie 散乱の実験を利用して NS-FDTD 法の正当性を検証する。Mie 散乱実験では、FDTD 法と NS-FDTD 法の精度を比較する。

Mie 散乱実験で用いるパラメータは、グリッド数を  $60 \times 60$ 、グリッドサイズを  $h = 50nm$ 、粒子の半径  $r$  を入射波の波長  $\lambda_0$  と等しい  $r = \lambda_0 = 400nm$ 、粒子の屈折率を  $n = 1.6$  としてシミュレーションを行った。平面波は左側から横方向へ沿って進み、粒子に垂直当たるように入射する。図 1(a) に TM モード  $E_z$  の近傍散乱場の解析解を示す。図 1(b) と図 1(c) は、同じ条件の FDTD 法と NS-FDTD 法で計算した TM モード  $E_z$  の近傍散乱場の数値解である。

図 1(a) ~ (c) から、NS-FDTD 法による近傍散乱場の数値解が解析解により近い結果が得られていることがわかる。特に、粒子の右側に FDTD 法で求めた近傍散乱場は大きく突き出した散乱が出現しており、解析解に比べて大きな誤差がある。FDTD 法と NS-FDTD 法で求めた近傍散乱場を遠方場へ変換し、遠方場での散乱角度ごとの散乱強度を図 2 に示す。三つの曲線は遠方場での散乱強度の解析解、FDTD 法による散乱強度の数値解、NS-FDTD 法による散乱強度の数値解である。横軸は散乱角度、縦軸は遠方場での散乱強度である。図 2 より、遠方場では、NS-FDTD 法による散乱強度の数値解が解析解にほぼ一致することがわかる。

入射波の波長は  $400nm$  の時、NS-FDTD シミュレーション結果のほう精度が高いことがわかる。可視光  $380nm \sim 780nm$  の各波長に対して、NS-FDTD 法のシミュレーションを行い、各波長の総散乱強度を求め、Mie 散乱強度スペクトルを求める。可視光の波長  $380nm$  から  $780nm$  までの間、 $10nm$  毎に、シミュレーションを繰り返し、 $0^\circ \sim 180^\circ$  の各方向の散乱強度を足し合わせて Mie 散乱強度のスペクトルを算出する。TM モードの Mie 散乱強度スペクトルの解析解、NS-FDTD 法による散乱強度スペクトルの数値

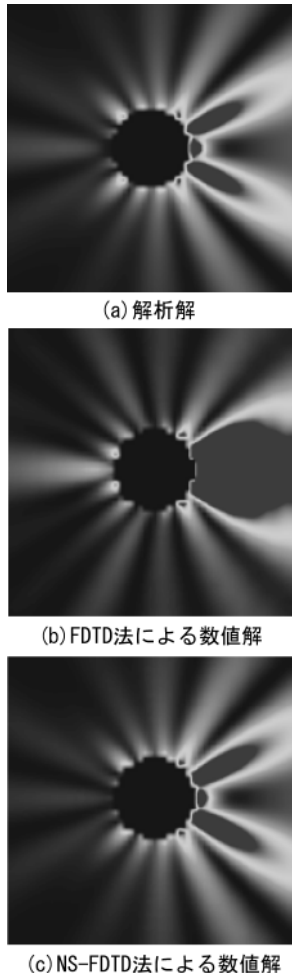


図 1 入射光の波長は 400nm、粒子の半径は 400nm の時、Mie 散乱の近傍散乱場。(a) 近傍散乱場の解析解。(b) FDTD 法による近傍散乱場の数値解。(c) NS-FDTD 法による近傍散乱場の数値解

Fig.1 Scattered near field of Mie scattering, when the wavelength of incident light is 400nm and the radius of particle is 400nm.(a) analytical solution (b) numerical solution of FDTD method (c) numerical solution of NS-FDTD method

解、FDTD 法による散乱強度スペクトルの数値解を図 3 に示す。横軸は入射光の波長、縦軸は各波長の平均散乱強度である。図 3 の Mie 散乱強度スペクトルから、本研究のシミュレーションは解析的に求めた散乱強度スペクトルに対して誤差は 0.0001 以下であることがわかる。

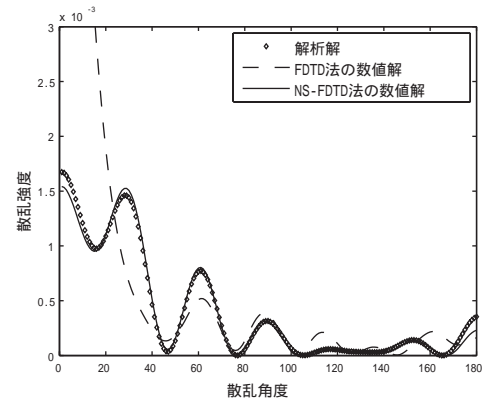


図 2 遠方場での Mie 散乱の方向ごとの散乱強度  
Fig.2 Directional scattered intensity of Mie scattering in far field.

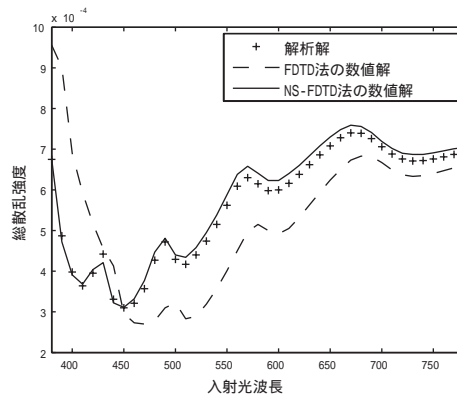


図 3 Mie 散乱強度のスペクトル  
Fig.3 Spectrum of Mie scattered intensity.

#### 4. テーパ状ウェーブガイドのシミュレーション

第 3 章の Mie 散乱の TM モードシミュレーション実験から、NS-FDTD 法の正当性が証明できる。その上で、テーパ状ウェーブガイドの実験を行う。

表面プラズモン双極子 (Surface Plasmon Polariton: SPP) 的な電磁波は誘電体と金属のインターフェースに制限され、ナノフォトニック結晶へのルーターを提供する [9]。数ナノメートルのストライプを持つ金属は低損失 SPP ウェーブガイドとして使われる。ナノメートル・レベルの SPP 光学についての研究はナノメートルのフォトニック回路の実現への有望を見せる。それはフォトニック回路に様々な応用がある。たとえば、光結合器や信号プロセッサやナノセンサー

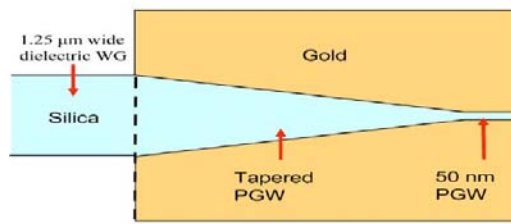


図 4 プラズモン・ギャップ・ウェーブガイド  
Fig.4 Plasmon Gap Waveguide(PGW)

が期待される。現在、ミクロン・サイズのフォトニクス (photonics) から数ナノ・サイズのプラズモニクス (plasmonics) へのウェーブガイドが注目を集めている。透過効率はそのウェーブガイドの最も大事な性能である。幾つかの手法が提案されている。その中で、多数の提案は誘電体の被覆層を持つ金属コアだったが、我々は、プラズモン・ギャップ・ウェーブガイド (Plasmon Gap Waveguide : PGW) と呼ばれる金属の被覆層を持つ誘電体コアという構造を提案する。

図 4 に PGW を示す。金属ストライプの広さは 50nm、ウェーブガイドはテーパ状になる。表面プラズモンの局在モードが発生するので、入射波は誘電体と金属のインターフェースを透過できなくなる。それによって、PGW は入射波のエネルギー損失を最小限に抑えられる。また、通常のプラズモン・ウェーブガイドへの継続性を持つので、PGW はよりよい連結を提供できる。PGW のように複雑な構造に対して、構造内の電磁波は解析的に計算できないので、本研究では、高精度 NS-FDTD 法を利用して構造内に流れる電磁波を数値的に計算する。

NS-FDTD の計算空間を図 5 に示すように配置する。計算空間のグリッド数を  $800 \times 400$  とし、セルサイズを 10nm とする。黄色のところは真空、テーパ状のオレンジ色は誘電体 silica、青色は金属 Au である。波長 1550nm に対して、誘電体 Silica と金属 Au の誘電率はそれぞれ、 $\epsilon_d(SiO_2) = 2.085$  と  $\epsilon_m(Au) = -132 - i12.6$  である。また、入射波は平面波、波長は 1550nm、波源の位置は図 5 上の赤線、つまり PGW の入口に設置する。入射波の広さはウェーブガイドの入口の大きさと同じ、 $1.25 \mu m$  とする。観測点は図 5 上の短い黒線、PGW の出口に、200nm の長さで設置する。

NS-FDTD 法を用いてシミュレーションを TE モード ( $E_x, E_y, H_z$ ) と TM モード ( $E_z, H_x, H_y$ ) で別々に計

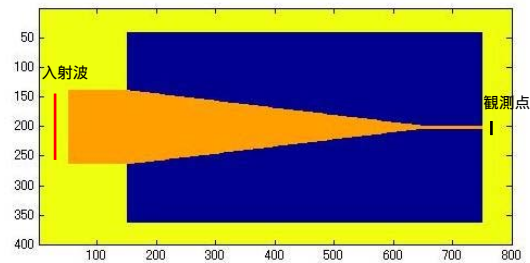


図 5 計算空間中の PGW  
Fig.5 PGW in computational space

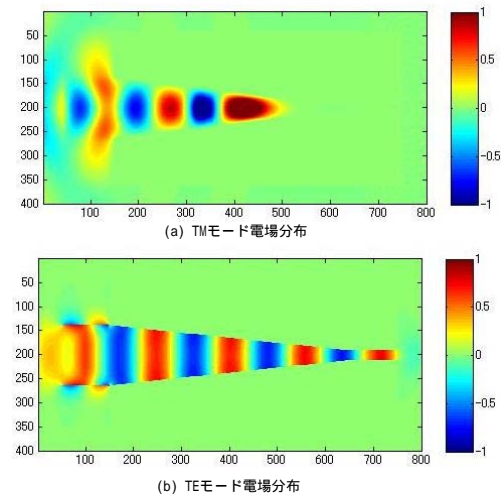


図 6 PGW の TM モードと TE モードの電場分布  
Fig.6 Electric field of TM mode and TE mode in PGW

算する。しかし、NS-FDTD 法は、負の誘電率を持つ物質に適用できない。計算空間中、金属 Au のところで、 $\epsilon_m(Au) = -132 - i12.6$  のように配置することができない。通常、金属の内部で、電場はほぼ 0 と考えられるので、NS-FDTD シミュレーションを行う時に、金属のところの電場はいつも 0 と設定する。金属の誘電率は多くの金属では赤外線より低い周波数の電磁波に対する誘電関数は Drude のモデル[10] によって記述される。Drude モデルを考えた負の誘電率向けの NS-FDTD 法の開発は今後の課題となる。

図 6 に示す PGW の TM モードと TE モードの電場分布より、TM 波は通過できなく、TE 波は通過できることがわかる。TM 波の通過できない原因は TM 波の電場が紙面に垂直なので、表面プラズモンの横モードにならないことによって、電磁場はすべて反射され

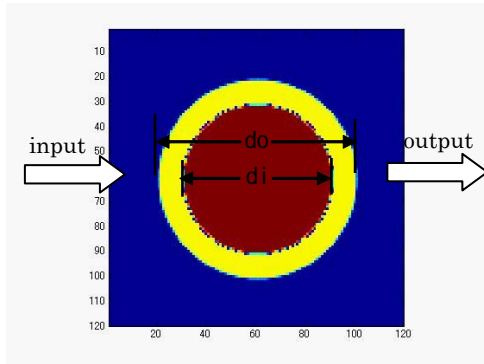


図 7 計算空間中の光共振器  
Fig. 7 Light resonator in computational space

る。NS-FDTD 法の精度が非常に高いが、金属 Au などの負の誘電率を計算空間中に表せないのが、今回のシミュレーションは近似計算になってしまった。負の誘電率に向け NS-FDTD 法ができたら、また透過率の計測を行う。

## 5. 光共振器

光共振器はレーザーを構成する主要部分であり、レーザー媒質を光共振器内におくことによりレーザーを得る。本研究では、微小光共振器の光学特性を取り調べる。微小光共振器の構造は図 7 に示す。真ん中にある赤い円筒は屈折率 1.6 の誘電体である。外側にもう一層の誘電体が被り、その屈折率は 1.4 である。真ん中の円筒の半径  $d_i$  は  $3 \mu\text{m}$ 、外側の半径  $d_o$  は  $4 \mu\text{m}$  である。光波は左側から光共振器に入射し、右側に透過率を計算する。一定波長の入射波は共振器に進入して、反射や干渉や散乱などによって共振器から透過が弱かったり強かったりすることがある。

MIE 散乱に対して散乱場を解析的に計算できる。しかし、図 7 に示すような被覆層を持つ円筒構造には解析解がない。本研究では、光共振器に対して NS-FDTD のシミュレーションを行い、透過率を数値的に求める。

光共振器の NS-FDTD シミュレーションはグリッド数を  $120 \times 120$  とし、入射波は左側から横方向に沿って平面波とする。NS-FDTD シミュレーションは安定状態になってから、遠方界へ変換 (NTFF) して透過強度を求める。

図 8 に  $400\text{nm}$  から  $2000\text{nm}$  までの透過スペクトルを示す。図 8 より、TE モードと TM モードの透過スペクトルはほぼ一緒になる。透過強度は波長の変化に

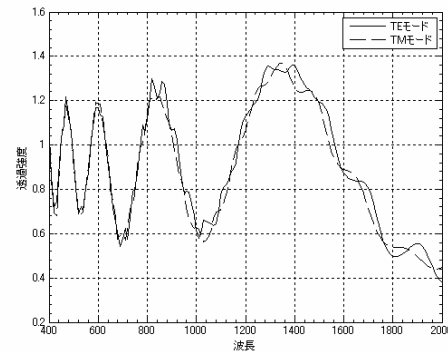


図 8 光共振器の透過スペクトル  
Fig. 8 Transmittance spectrum of light resonator

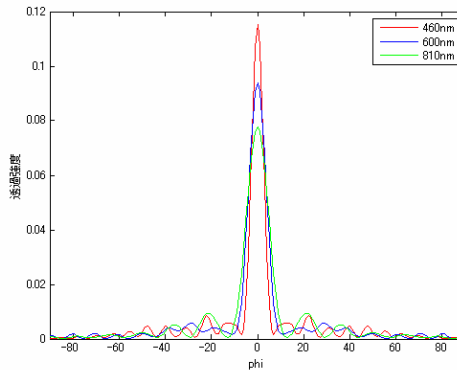


図 9 振動ピーク位置の波長の透過強度  
Fig. 9 Transmitted intensity of wavelength on vibration peak

つれ、振動が現れている。振動の幅はだんだん増えているように見える。振動の周期も広がることが読み取れる。図 8 より、振動のピークは  $460\text{nm}$ 、 $600\text{nm}$ 、 $810\text{nm}$  になる。ピーク位置の波長に対する透過強度の角度依存性を調べてみよう。図 9 に  $460\text{nm}$ 、 $600\text{nm}$ 、 $810\text{nm}$  の時、透過強度の角度依存性を示す。図 9 の横軸は角度、縦軸は透過強度である。角度  $0^\circ$  は図 4 に示す output の方向、つまり、正透過方向である。波長  $460\text{nm}$  らの透過光波はほとんど  $0^\circ$  のあたりに集中していることがわかる。また、透過強度は角度に対して対称性を持つ。

また、図 10 中、振動の波の谷位置  $530\text{nm}$ 、 $690\text{nm}$ 、 $1000\text{nm}$  に対して透過強度の角度依存性を調べてみよう。図 10 に  $530\text{nm}$ 、 $690\text{nm}$ 、 $1000\text{nm}$  の時、透過強度の角度依存性を示す。



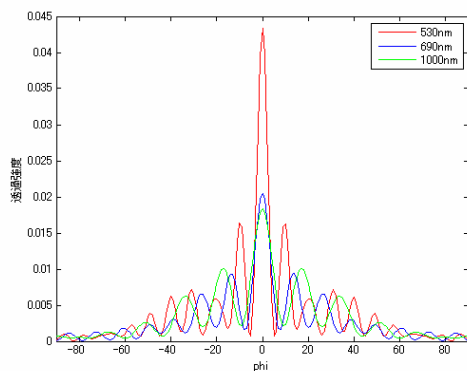


図 10 振動の波の谷位置の波長の透過強度

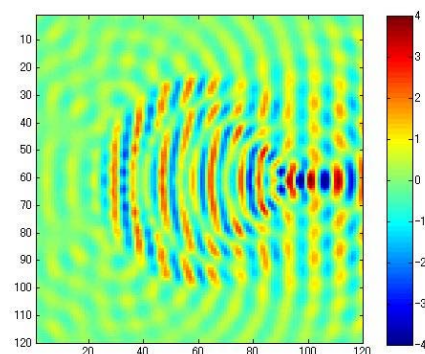
Fig.10 Transmitted intensity of wavelength on trough of wave

図 10 より、530nm らの波長に対して、透過光波は正方向に透過するだけではなく、大体  $-60^\circ \sim 60^\circ$  の広い範囲で透過している。その原因をわかるため、波長 460nm と 530nm の散乱場を見てみよう。図 11 より、波長 460nm の場合、正方向の透過強度はほかの方向に比べてかなり強いことがわかる。一方、波長 530nm の場合、正方向の透過強度は 460nm よりずいぶん弱く、ほかの方向の透過強度との差は顕著に見えないことがわかる。

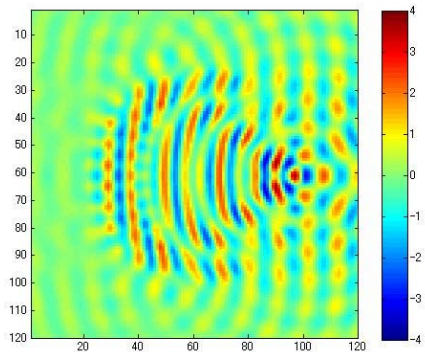
## 6. む す び

本研究では、テーパ状のウェーブガイドと光共振器の光学特性を調べていた。テーパ状のウェーブガイドと光共振器は独特な光学特性ができています。テーパ状のウェーブガイドは TM 波が透過できなく、TE 波が透過できるという特徴がある。また、TE 波はわずかの 50nm 広さの金属ストライプに透過でき、ナノフォトニック結晶へのルーターへの応用を考えられる。光共振器は透過スペクトル上の振動を示している。散乱や回折などによって、各波長に対して透過強度は強まったり、弱まったりすることがある。これらの光学的な特徴が光フィルターへの応用をサポートできると思う。

一方、今まで開発した NS-FDTD シミュレータは負の誘電率を持つ金属などの物質に不適用のため、テーパ状のウェーブガイドのシミュレーションはやや不的確になり、ウェーブガイドの透過率の計測は行えない。負の誘電率向けの NS-FDTD 法は今後の課題となる。また、光共振器については、円筒構造のサ



(a) 波長460nmの電界散乱場



(b) 波長530nmの電界散乱場

図 11 TM モード電界の散乱場

Fig.11 Transmitted intensity of wavelength on trough of wave

イズや屈折率を変えて、より新奇な特性が出るかもしれない。

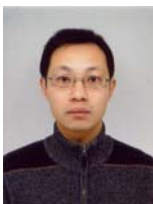
## 文 献

- [1] 行松健一, 石川宏 “光スイッチング技術入門：光スイッチングデバイスから光ルーターまで” オーム社, 2001.
- [2] 齋藤富士郎 “超高速光デバイス” 共立出版, 1998.
- [3] James B Cole, and Saswatee Banerjee “Application of Nonstandard Finite Differences Model to Computational Electromagnetics” Journal of Difference Equations and Application, vol.9, no 12, pp.1099–1112, December, 2003.
- [4] James B Cole, “A High-Accuracy Realization of the Yee Algorithm Using Non-Standard Finite Differences” IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol.45, no.6, pp.1–6, June, 1997.
- [5] Allen Taflov, and Susan C. Hagness “Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method” Artech House, 2005.
- [6] 宇野 亨, “遠方界,” FDTD 法による電磁界およびアンテナ解析, pp.114–127, コロナ社, 2000.
- [7] S.A.Palkar, N.P.Ryde, M.R.Schure, N.Gupta and



- J.B.Cole "Finite Difference Time Domain Computation of Light Scattering by Colloidal Particles" Langumir, Vol 14, No 13, 3484, June 1998.
- [8] Ronald E. Mickens, Application of Nonstandard Finite Difference Schemes, pp.160-163, World Scientific Pub Co Inc, May 2000.
- [9] Pavel Ginzburg, David Arbel, and Meir Orenstein "Gap plasmon polariton structure for very efficient microscale-to-nanoscale interfacing" optics letters, Vol.31, No22, pp.1-3, 2006.
- [10] C.Bohren, and D.Huffman "Absorption and Scattering of Light by Small Particles" Wiley, New York, 1983.

(平成14年3月27日受付, 7月29日再受付)



朱 棟 (学生員)

平15 南京理工大学(中国)・大学院修士課程修了。現在、筑波大学院システム情報工学研究科博士後期課程在学中。



張 少華 (学生員)

平15 南京理工大学(中国)・大学院修士課程修了。現在、筑波大学院システム情報工学研究科博士後期課程在学中。



黄 正 (学生員)

平12 武汉大学(中国)・コンピュータサイエンス卒。平18 筑波大学院修士課程了。現在、筑波大学院システム情報工学研究科博士後期課程在学中。



李 偉 (学生員)

平14 ハルビン理工大学(中国)・コンピュータサイエンス卒。平19 筑波大学院修士課程了。現在、筑波大学院システム情報工学研究科博士後期課程在学中。

**Abstract** About optical communication in new generation, quantum optical devices that can realize super-high super-flexible super-secure optical network is collecting great concentration. Quantum optical devices made from asymmetrical nonlinear dispersive media vastly improve capability of processing optical information. Because conventional Recursive Convolution method gives very bad accuracy, it is difficult to analysis actual waveguide and light resonator. In this research project, we simulate electromagnetic field by high-accuracy NS-FDTD method and investigate peculiar optical characteristic to design quantum optical devices made from asymmetrical nonlinear dispersive media.

**Key words** NS-FDTD, NTFF, quantum optical device, waveguide, light resonator